文章编号： 1007-4627(2024) 00-0000-09

CNPC2023：预碎片的衰变对中能区重离子碰撞过程中集体流和核阻止本领的影响

肖 逵[1,2]，李鹏程[1]，王永佳[1]，李庆峰[1,3]

(1. 湖州师范学院理学院，湖州 313000；
2. 郑州大学物理学院，郑州 450001；
3. 中国科学院近代物理研究所，兰州 730000)

摘要：重离子碰撞过程中轻粒子的产生对于提取核物质状态方程的信息有着重要的作用。基于极端相对论量子分子动力学（UrQMD）模型，利用统计衰变模型 GEMINI++ 处理预激发碎片的衰变，研究了预碎片的衰变对中能区 Au+Au 碰撞过程中轻粒子的集体流和核阻止本领的影响。研究发现，由于记忆效应，重离子碰撞过程中的预碎片的衰变产生的子核继承了母核的部分动力学性质，在考虑预碎片的衰变后可以更好地描述实验数据，并且这种效应对观测量的影响随碰撞能量的升高而减弱。结果表明，重离子碰撞过程中预碎片的衰变以及轻粒子的产生对敏感于核物质状态方程的观测量有着一定的影响。在利用这些观测量提取核物质状态方程的信息时应当仔细处理。

关键词：重离子碰撞；统计衰变；集体流；核阻止本领
中图分类号：O571.53 **文献标志码：**A **DOI：**10.11804/NuclPhysRev.00.01.00

1 引言

致密核物质性质的研究是当前核物理领域的重要课题之一，而重离子碰撞 (HICs) 实验是地面实验室中产生致密核物质的唯一有效手段[1-6]。但是离子碰撞的时间尺度非常短，中能重离子碰撞的持续过程大约只有几十到几百 fm/c，因此以现有的技术和手段暂时无法实现对致密核物质的直接测量。为了研究重离子碰撞的动力学行为，实验上只能利用探测器来捕捉核反应末态产物的信息，例如自由核子和碎片的动量分布，以此来反推反应产物的速度、能量和轨迹等性质，从而分析碰撞动力学演化过程。一般来说我们可以借助输运模型模拟重离子碰撞，并将模拟结果与实验数据对比，从而提取核物质状态方程的信息[7-11]。目前被广泛应用于中能重离子碰撞的输运模型可以大致分为两类，即玻尔兹曼输运模型 (BUU)[2] 和量子分子动力学输运模型 (QMD)[3,12]，经过几十年的不断发展和完善，它们已经被广泛地用于模拟重离子碰撞以提取核结构和致密核物质的性质，如核物质状态方程、对称能和两体散射截面[13-20]。

收稿日期：2024-03-19； **修改日期：**2024-03-19
基金项目：国家自然科学基金资助项目（12335008，U2032145）；国家重点研发计划资助项目（2020YFE0202002）
作者简介：肖逵（1997-），男，云南临沧人，博士研究生，从事粒子物理与原子核物理研究；E-mail: xiaokui.x@qq.com
通信作者：E-mail: wangyongjia@zjhu.edu.cn

在采用输运模型模拟重离子碰撞的过程中，大多数模型本身并不能直接产生碎片，需要首先利用聚合模型来进行末态碎片的构建，然后进一步分析轻粒子的一些观测量，并与相应的实验值进行比较来提取核物质性质。然而，输运模型结合聚合模型得到的预碎片通常处于激发态，而真实重离子碰撞过程中碎片在到达探测器的过程中会经历时间尺度较长的退激发。因此，在相对较低的碰撞能量下，理论模拟得到的预碎片的激发能与束流能量相当，我们需要重视这种预碎片的退激对最终的观测量的影响[21-25]。

另一方面，对轻碎片产额的低估是输运模型模拟中能重离子碰撞中一个长期存在的问题[26]，理论上已经提出了多种方法来解决。如采用统计衰变模型来处理末态碎片的构建与退激发,如统计多重碎裂模型(SMM)[27-28]、统计蒸发模型（HIVAP)[29]、统计模型 GEMINI[30] 以及模拟退火算法 (SACA)[31-32]。在我们之前的研究中[33-35]，基于极端相对论量子分子动力学 (UrQMD) 模型, 通过采用相空间聚合模型并忽略预激发碎片的衰变，虽然对 α 粒子的描述存在较大差异, 但是能够合理地再现 INDRA 和 FOPI 实验组得到的自由质子和氘核的集体流的结果。为了更好地给出轻粒子的集体流分布以及探究衰变对中能重离子碰撞过程中轻粒子观测量的影响，本文采用统计模型 GEMINI++ 用来描述预激发碎片的衰变。

本文采用动力学输运模型——UrQMD 模型来模拟

中能重离子碰撞，并使用统计模型——GEMINI++ 来处理预激发碎片的衰变，研究预碎片的衰变对轻粒子产额分布、集体流和核阻止的影响。文章结构安排如下：在第 2 节中对使用的理论模型和观测量进行阐述，第 3 节为结果与讨论，最后在第 4 节给出总结。

2　理论模型及观测量

2.1　动力学模型：UrQMD

UrQMD 模型是一种处理微观非平衡动力学过程的输运模型[36-40]，在模型中每个核子由一个具有确定宽度的高斯型波包表示。在 Au+Au 碰撞中，波包宽度参数取 $\sigma_{\rm rr}^2 = 2~{\rm fm}^2$，每个核子的坐标和动量的时间演化遵循哈密顿正则方程。系统的总哈密顿量 $\langle H\rangle$ 包括动能 T 和核子-核子有效相互作用势 U，其中 U 又包含 Skyrme 势能项 U_ρ、库仑能 $U_{\rm Coul}$ 以及动量依赖势能项 $U_{\rm md}$：

$$\langle H\rangle = T + U_\rho + U_{\rm Coul} + U_{\rm md}。\tag{1}$$

为了较好地模拟中能区重离子碰撞，本文采用改进的量子分子动力学模型（ImQMD）中所使用的 Skyrme 能量密度泛函[41-42] 的方法来构造平均场。局域项和动量相关项表达为：$U_{\rho,{\rm md}} = \int u_{\rho,{\rm md}} d\mathbf{r}$,

$$\begin{aligned} u_\rho =& \frac{\alpha}{2}\frac{\rho^2}{\rho_0} + \frac{\beta}{\gamma+1}\frac{\rho^{\gamma+1}}{\rho_0^\gamma} + \frac{g_{\rm sur}}{2\rho_0}(\nabla\rho)^2 \\ &+ \frac{g_{\rm sur,iso}}{2\rho_0}[\nabla(\rho_n-\rho_p)]^2 + \Bigg[A_{\rm sym}(\frac{\rho}{\rho_0}) \\ &+ B_{\rm sym}(\frac{\rho}{\rho_0})^\eta + C_{\rm sym}(\frac{\rho}{\rho_0})^{5/3}\Bigg]\delta^2\rho, \end{aligned}\tag{2}$$

$$u_{\rm md} = \sum_{i,j}\int d^3p_1 d^3p_2 f_i(r,p_1) f_j(r,p_2) v_{\rm md}(\Delta p_{12})\tag{3}$$

$$v_{\rm md}(\Delta p_{12}) = t_{\rm md}\ln^2(1 + a_{\rm md}\Delta p_{12}^2) + c,\tag{4}$$

其中 $\delta = (\rho_{\rm n}-\rho_{\rm p})/(\rho_{\rm n}+\rho_{\rm p})$ 为同位旋不对称度，$\rho_{\rm p}$ 为质子密度，$\rho_{\rm n}$ 为中子密度。在本工作中，核物质的饱和密度为 $\rho_0 = 0.16~{\rm fm}^{-3}$，势能参数分别为 $\alpha = -393$ MeV, $\beta = 320$MeV,$\gamma = 1.14$,$g_{\rm sur} = 19.5$ MeV fm^2,$g_{\rm sur,iso} = -11.3$ MeV fm^2,$A_{\rm sym} = 20.4$ MeV,$B_{\rm sym} = 10.8$ MeV,$C_{\rm sym} = -9.3$ MeV，$\eta = 1.3$，$t_{\rm md} = 1.57$ MeV，$a_{\rm md} = 500~({\rm GeV}/c)^{-2}$，和 $c = 0$。这些参数设置对应一个软的动量依赖的状态方程（SM-EoS），相应的核物质不可压缩系数为 $K_0 = 200$ MeV、对称能斜率参数为 $L = 80.95$ MeV。

对于核子-核子弹性截面，我们对其考虑了介质修正效应。通过一个密度和动量依赖的参数化修正因子 $\mathcal{F}(\rho,p)$ 与自由核子-核子截面 $\sigma_{\rm NN}^{\rm free}$ 之积得到介质内的核子-核子弹性截面[40,43-44]。

$$\sigma_{\rm NN}^{\rm in-medium} = \mathcal{F}(\rho,p) * \sigma_{\rm NN}^{\rm free},\tag{5}$$

$$\mathcal{F}(\rho,p) = \begin{cases} f_0\,, & p_{\rm NN} > 1{\rm GeV}/c \\ \frac{\lambda+(1-\lambda)e^{-\frac{\rho}{\zeta\rho_0}}-f_0}{1+(p_{\rm NN}/p_0)^\kappa} + f_0\,, & p_{\rm NN} \leqslant 1{\rm GeV}/c \end{cases}\tag{6}$$

参数设置为 $f_0 = 1$，$\lambda = 1/6$，$\zeta = 1/3$，$p_0 = 0.3$ GeV/c 和 $\kappa = 8$，其中 $p_{\rm NN}$ 是两核子质心系内的相对动量。

此外，由于核子为费米子，满足泡利不相容原理，因此在碰撞过程必须考虑 Pauli 阻塞效应[22,43]。散射过程中，末态相空间如果没有被占据，则该散射为成功的散射，成功的概率是 (1-f)，否则该散射被阻止。核子-核子碰撞过程中出射粒子的相空间密度分别为 f_i 和 f_j：

$$f_{i/j} = \frac{1}{2}\sum_k \frac{1}{(\pi\hbar)^3} e^{-\frac{(\mathbf{r}_{i/j}-\mathbf{r}_k)^2}{2\sigma_{\rm r}^2} - \frac{(\mathbf{p}_{i/j}-\mathbf{p}_k)^2\cdot 2\sigma_{\rm r}^2}{\hbar^2}},\tag{7}$$

这里 k 表示出射粒子周围相同类型的核子。在同时满足以下两个条件时核子-核子碰撞才会发生：

$$\frac{4\pi}{3}r_{ik}^3\cdot\frac{4\pi}{3}p_{ik}^3 \geqslant 2\left(\frac{h}{2}\right)^3;\tag{8}$$

$$P_{block} = 1-(1-f_i)(1-f_j) < \xi\,,\tag{9}$$

这里，r_{ik} 和 p_{ik} 是核子 i 和 k 的相对距离和相对动量，对于核子 j 也满足上述条件，ξ 是一个 0 到 1 的随机数。

对于末态碎片的构建这里我们采用的是同位旋依赖的最小生成树算法（iso-MST）[45-48]。当核子对之间的相对距离小于 R_0 及相对动量小于 $P_0 = 0.25$ GeV/c 时，这两个核子就属于同一个结团。考虑到在中子-中子，中子-质子间没有库仑作用，它们之间的距离即便比质子-质子间的大，也有可能由于吸引的作用处于同一个碎片。故而质子对之间的距离阈值小于其他核子对的值，取 $R_0^{pp} = 2.8$ fm，$R_0^{np} = R_0^{nn} = 3.8$ fm。虽然这样的改进不能完全解决轻碎片产额的问题，但通过采用上述参数，可以相对较好地描述重离子碰撞过程中的集体流数据、两粒子关联效应等[35,40,49-51]。

2.2　统计衰变模型：GEMINI++

由于 GEMINI 模型存在低估低能粒子产额的问题，Charity 等人通过完善激发碎片的衰变道以及修正透射系数，进一步发展了 GEMINI++ 模型[30,52]。该模型是一种基于 Monte Carlo 理论的统计衰变模型[30,52]，常被用于模拟激发碎片退激过程中发生的衰变，包括轻粒子的蒸发、对称和不对称裂变以及其它可能的两体衰变模式。该模型已被广泛地用于描述中低能[53-62] 以及高能[63-65] 重

离子碰撞过程中的预碎片的退激发。本文中 GEMINI++ 模型中使用的参数为默认值[52,61,66]，其中壳平滑能级密度参数为：$k_0 = 7.3$ MeV，$k_\infty = 12$ MeV。

模型中包含 4 个基本的输入量：激发核的质量数 A，电荷数 Z，激发能 E^*，以及角动量 $\mathbf{L}$。其中激发能可以由预碎片的结合能和实验上测量得到的基态结合能相减得到：

$$E^* = E_{\rm bind}^{\rm excited} - E_{\rm bind}^{\rm ground}, \tag{10}$$

其中 $E_{\rm bind}^{\rm ground}$ 可以从国际原子质量评估 AME2020 数据表[67-68] 中得到，对于数据表之外的未知核素可以利用液滴模型[69-71] 计算其基态结合能。当激发能小于等于 0 时，预碎片将被视为处于基态，不对其考虑衰变。预碎片的角动量则可以通过经典力学得到[56]：

$$\mathbf{L} = \sum_i \mathbf{r}_i \times \mathbf{p}_i, \tag{11}$$

$\mathbf{r}_i$ 和 $\mathbf{p}_i$ 分别是预碎片中第 i 个核子的坐标和动量矢量。经验证，模型中是否考虑角动量的贡献并不会对结果产生明显的影响。

2.3　观测量

在本文中，我们主要讨论预碎片的衰变对轻粒子的集体流和核阻止本领的影响。集体流中常用的直接流 v_1 和椭圆流 v_2 分别定义为[72]：

$$v_1 = \left\langle \frac{p_x}{\sqrt{p_x^2+p_y^2}} \right\rangle, \qquad v_2 = \left\langle \frac{p_x^2-p_y^2}{p_x^2+p_y^2} \right\rangle。 \tag{12}$$

其中 p_x 和 p_y 分别是粒子沿 x 方向（碰撞参数）和 y 方向的动量，p_z 则是沿束流方向 z 的动量，同时可以得到横动量 $p_t = \sqrt{p_x^2+p_y^2}$，尖括号表示对所有事件中观测粒子求平均值。核阻止本领通常使用 INDRA 实验组提出的 R_E[73] 和 FOPI 实验组提出的 $vartl$[74] 表征：

$$R_E = \frac{\sum E_\perp}{2\sum E_\parallel}, \qquad vartl = \frac{\langle y_x^2\rangle}{\langle y_z^2\rangle}。 \tag{13}$$

其中，$E_\perp$（$E_\parallel$）是质心系内横向（纵向）能量，求和涵盖所有考虑的粒子。粒子在 x 和 z 方向分别具有快度 y_x 和 y_z，其对应的方差分别为 $\langle y_x^2\rangle$ 和 $\langle y_z^2\rangle$。

$$y_{x,z} = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_{x,z}}{E-p_{x,z}}, \tag{14}$$

入射弹核的快度大小为 $y_{pro} = \frac{1}{2}\ln\frac{E+p_{pro}}{E-p_{pro}}$，定义粒子在 x 和 z 方向的约化快度为 $y_{x0} = y_x/y_{pro}$，$y_0 = y_z/y_{pro}$，以上均指质心系。

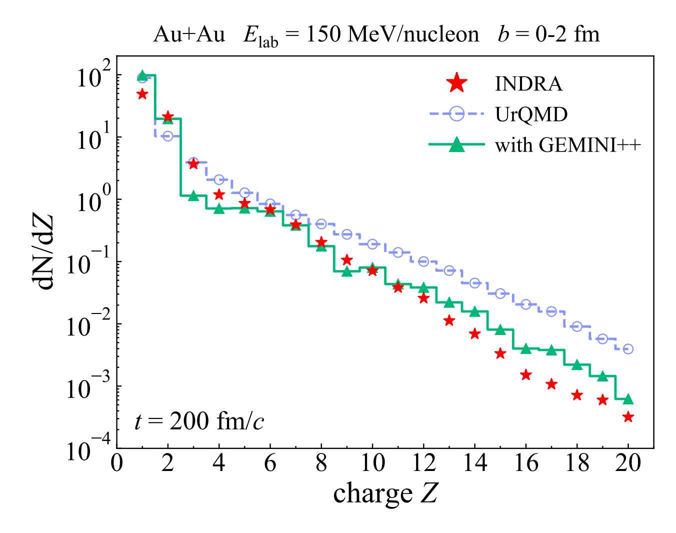


图 1　（在线彩图）束流能量为 150 MeV/nucleon 时 Au+Au 中心碰撞（b = 0-2 fm）中 200 fm/c 时刻下考虑衰变前后的电荷多重数分布并与 INDRA 实验值[26] 对比

3　结果与讨论

3.1　产额分布

首先，图 1 给出了束流能量为 150 MeV/nucleon 时的 Au+Au 中心碰撞考虑衰变前后的电荷多重数分布，并与 INDRA 实验值进行了对比，这里采用的演化停止时间为 200 fm/c。图中蓝色空心圆圈为不考虑衰变的结果，绿色实心三角为考虑衰变后的结果，红色五角星为实验测量值。可以看出，在考虑激发预碎片的衰变后，由于重质量碎片的衰变，$Z > 2$ 的碎片的产额被整体压低并且更加靠近实验值，同时 $Z = 1$ 和 $Z = 2$ 粒子的产额得到了提升并且可以较好地描述 $Z = 2$ 粒子产额的实验数据。

进一步地，图 2 展示了入射能量为 150 MeV/nucleon，碰撞参数为 b = 0-2 fm 的 Au+Au 碰撞过程中氢同位素（p，d，t）和氦同位素（^{3}He 和 ^{4}He）产额的快度分布，其中蓝色虚线为不考虑衰变的结果，绿色实线为考虑衰变后的结果，左中右部分分别表示在 t = 200，250 和 300 fm/c 时是否考虑衰变后的结果。当考虑预激发碎片的次级衰变后 p，d 的产额稍有增加，氦同位素的产额增益尤其明显。然而对 t 的产额快度分布几乎没有影响，这是因为 t 的比结合能较大，本身不容易发生衰变，以及大质量的预激发碎片在蒸发相同质量轻核时相比于发射 t 更倾向于发射比结合能较小的 ^{3}He。由图 1 可知，由于发生衰变，大质量碎片将衰变为轻质量碎片，导致轻粒子产额分布的提升。因此，考虑衰变后 ^{3}He 和 ^{4}He 的产额分别提升为之前的 1.4 倍和 4.9 倍（t = 200 fm/c）。在 QMD 类输运模型计算中，轻粒子产额（尤其是 ^{3}He 和 ^{4}He）通常低于实验值，在我们之前的研究中[42]，UrQMD 模型计算给

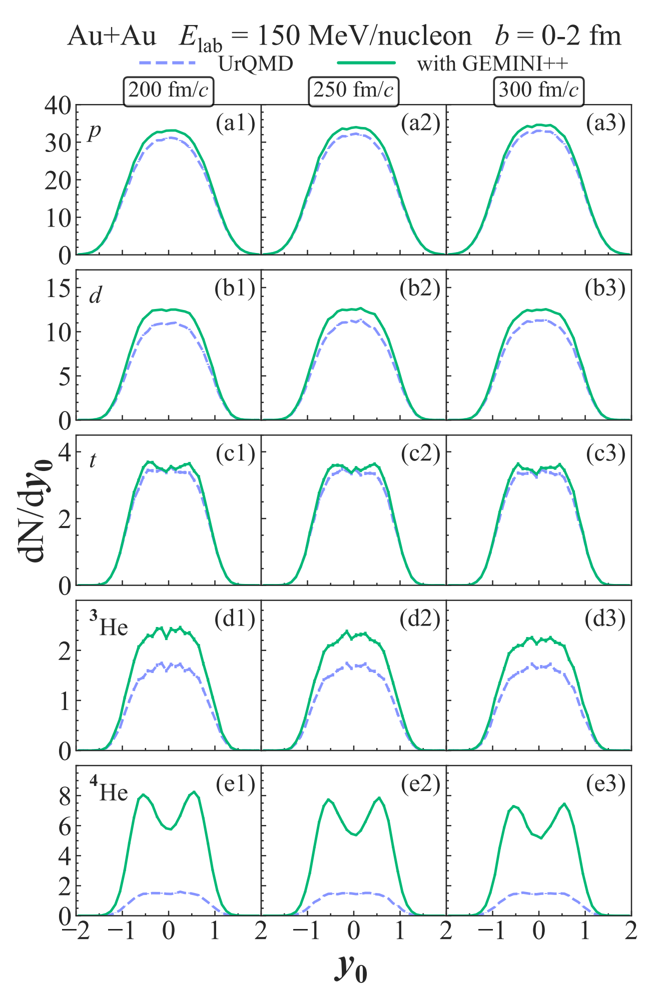


图 2 （在线彩图）束流能量为 150 MeV/nucleon 时 Au+Au 边缘碰撞（b = 0-2 fm）中不同时刻下是否考虑衰变后 p，d，t，^{3}He 和 ^{4}He 粒子的快度分布

出的 ^{3}He 的产额大约比实验值低 3 倍。在图 2 中可以看出，随着 GEMINI++ 的加入（考虑衰变），在一定程度上改善了对轻粒子（^{3}He 和 ^{4}He）产额的描述。但是这些轻碎片的产额还是低于相关的实验值；此外，GEMINI++ 的加入也导致了自由核子产率的高估。为了解决这些问题，可以进一步在输运模型中考虑粒子的自旋自由度和动力学产生过程[7]，如：将轻碎片的动力学产生机制引入到玻尔兹曼类输运模型中[75]；将轻碎片的直接产生道引入到 QMD 类输运模型中[76-77]。这些研究表明，轻碎片的动力学产生机制对合理描述轻碎片的实验数据十分重要。

3.2 集体流

集体流作为常用的核物质状态方程的敏感观测量，其信息将对精确提取核物质状态方程的信息有着关键影响[78-79]。接下来我们将探究次级衰变对轻粒子的集体流分布的影响及其作用机制。图 3 给出了入射能量为 40 MeV/nucleon 时 Au+Au 碰撞中 ^{4}He 粒子的直接流 v_1（$b = 2-5.5$ fm）和椭圆流 v_2（$b = 5.5-7.5$ fm）的约化快度分布，演化停止时间为 t = 200 fm/c。当考虑了预碎片的退激之后，新产生的 ^{4}He 粒子主要来源于大质量碎片的衰变，并继承了母核的部分动力学性质，导致 ^{4}He 粒子的集体流 v_1 和 v_2 的值均有显著的改变，v_1 在中心快度的斜率变小及 v_2 的值增加。由图 2 可知，考虑预碎片的衰变之后，^{4}He 粒子的产额有着明显的提升，并且分布出现了双峰结构，相应地，预碎片的衰变也将对轻粒子集体流的分布产生一定的影响。有研究[40,80-81] 表明，轻碎片的集体流随着其质量的增加而增大，因为大质量碎片具有更强的流效应，所以考虑它们的衰变后中心快度区域得到的 ^{4}He 粒子的集体流绝对值明显比原来的结果更高。文献 [62] 的研究显示，在中能区考虑衰变效应后得到的 ^{4}He 粒子的直接流分布较好地再现了 FOPI 实验组的结果。

为了定量地评估预碎片的衰变对集体流的影响及其随束流能量的变化，图 4 给出了 E_{lab} = 50，400 MeV/nucleon 时不同中心度下 Z = 1 粒子和自由质子的集体流参数 (v_{11} 和 v_{20}) 随时间的演化。这里 v_{11} 和 v_{20} 通过拟合得到，假设 $v_1(y_0) = v_{10} + v_{11} \cdot y_0 + v_{13} \cdot y_0^3$ 和 $v_2(y_0) = v_{20} + v_{22} \cdot y_0^2 + v_{24} \cdot y_0^4$（拟合区间为 $|y_0| < 0.4$，与实验组中使用的一致[74,82-83]）。首先，可以看到在 E_{lab} = 50 MeV/nucleon 时，预碎片的衰变对 v_{11} 和 v_{20} 的影响比在 E_{lab} = 400 MeV/nucleon 下的影响更加明显。其次，考虑预碎片的衰变后，提高（压低）了 v_{11}（v_{20}）的值，并且得到的结果更接近实验测量值。因为重离子碰撞过程中的记忆效应及预碎片衰变出的子核继承了部分母核的动力学性质，而大质量碎片通常具有更强的集体流效应[33,74,82]，即质量数越大，v_{11}（v_{20}）的值越小（越大）。此外，在 GEMINI++ 模型中，衰变得到的粒子在预碎片质心系内是各向同性出射的，因此得到的次级粒子能够保留部分原来预碎片中的集体流信息。

最后，在 E_{lab} = 50 MeV/nucleon 时，在不考虑（考虑）次级衰变后，v_{11} 的值是先随时间减小而后趋于饱和

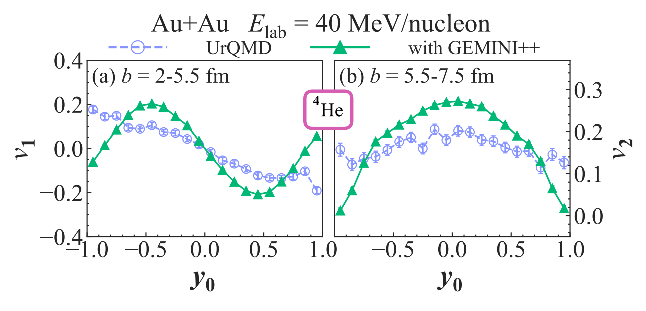


图 3 （在线彩图）碰撞能量为 E_{lab} = 40 MeV/nucleon 时 Au+Au 碰撞中 ^{4}He 粒子的集体流随约化快度的分布

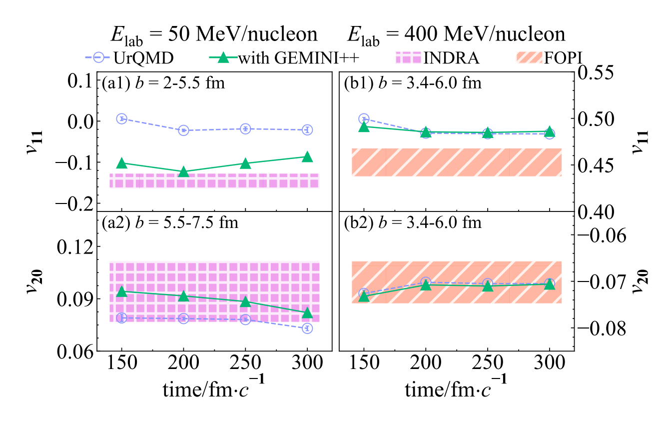


图 4 (在线彩图)Au+Au 碰撞在束流能量 E_{lab} = 50 MeV/nucleon(a, $Z=1$)和 E_{lab} = 400 MeV/nucleon(b,自由质子,$u_{t0}>0.8$)时不同碰撞参数下得到的轻粒子 v_{11} 和 v_{20} 随时间演化的结果及与 INDRA 和 FOPI 实验组的结果[74,82-83](阴影带)对比

(增加)。这是因为在 t = 150 fm/c 附近,核子处于反应末态的低密环境中,此时核子之间的末态相互作用是吸引的,所以可以观察到下降的 v_{11}。随着时间的演化,尤其是在 t = 300 fm/c 时,由于只有少量能够发射氢同位素的大质量碎片存在,对于 GEMINI++ 的加入,发生的预碎片衰变对 v_{11} 的影响较弱。通过对比这两个能量下衰变对轻粒子集体流的影响,可以发现在碰撞能量相对较低时预碎片的退激效应更明显,这是因为在较低的碰撞能量下较大质量的碎片更容易形成,而这些碎片将导致轻结团产额的升高。

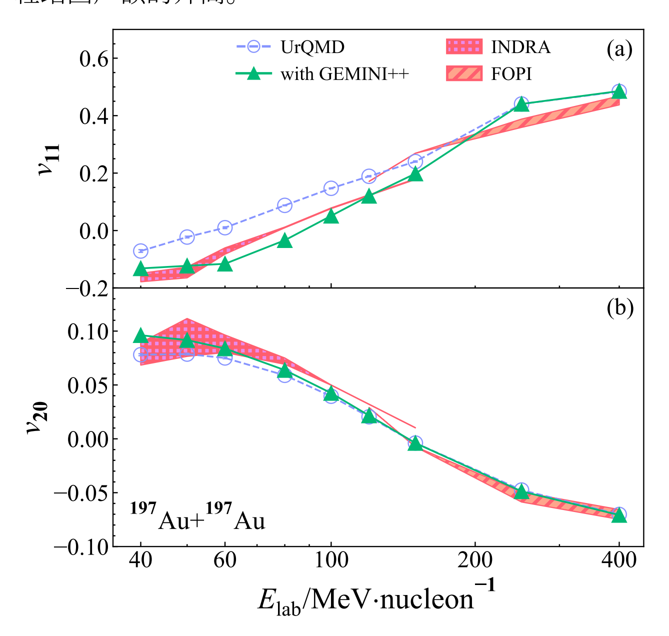


图 5 (在线彩图)Au+Au 碰撞过程中提取的集体流参数 v_{11}(a)和 v_{20}(b)随束流能量的变化及 INDRA[82] 和 FOPI[74,83] 的实验结果(阴影带)。在没有显示误差条的地方,它们落在符号内

根据轻粒子产额、集体流和核阻止随时间的演化情况,发现 t = 200 fm/c 之后继续演化所带来的轻粒子观测量的改变相对较小,故而我们将模拟的时刻停在 t = 200 fm/c。这里需要指出的是,虽然不同能量下反应的动力学阶段所经历的时间是不一样的,但在本文研究的能量范围内,只有在低能区,由于受到相互作用影响的时间较长、产生的大碎块质量较大等因素的影响,相较于在 200 fm/c 时停止输运模拟接入 GEMINI++ 的结果,在 300fm/c 时考虑预碎片衰变的轻粒子的集体流改变量大约为 20%;在高能区,集体流的变化仅为 0.2%。

图 5 给出了束流能量 E_{lab} = 40 ~ 400 MeV/nucleon 范围内集体流参数 v_{11} 和 v_{20} 的激发函数并与实验值进行了对比。在不考虑预碎片的衰变时,较低能量下的 v_{11} 明显高于实验值;然而,一旦考虑衰变 v_{11}(v_{20})的值,则明显地被压低(提高),这与图 4 的结果相一致。此外,所研究能区范围内,GEMINI++ 的加入使得模拟计算结果 v_{11} 和 v_{20} 更加接近实验值。同时,随着束流能量的增加,预碎片的衰变对集体流的影响逐渐减小。原因是随着能量的升高,反应变得更加剧烈,大质量预碎片的多重数降低,GEMINI++ 处理的激发核也相应变少。

3.3 核阻止本领

核阻止本领通常可以用来表征碰撞核的透明度,反映了碰撞系统原始纵向束流能量在反应中转化为内部自由度的程度。研究表明,核阻止本领敏感于核物质状态方程和两体散射截面,常被用于核物质状态方程的约束以及两体散射截面的研究中[34-35,44]。因此,研究衰变对核阻止本领的影响将会对状态方程以及两体散射截面等相关研究有着积极的作用。图 6 展示了在束流能量为 40 MeV/nucleon 的 Au+Au 中心碰撞(b = 0-2 fm)中考虑(短划线/实线)和不考虑(点虚线/点线)衰变前后 ^{3}He 和 ^{4}He 粒子在 x(蓝色线)和 z(绿色线)方向的快度分布以及相应的 R_E 的值。可以看到,衰变对 ^{3}He 和 ^{4}He 粒子的快度分布有着明显的差异,但是相应的 R_E 值的差别却很小。结合图 2 的结果可以看出,预碎片的衰变确实会影响轻粒子的产额分布,但是,由于 GEMINI++ 中的衰变在预碎片质心系内是各向同性的,因此对于各向异性参量的核阻止本领影响较小。

与图 5 相同,图 7 给出了 Au+Au 中心碰撞中考虑衰变前后自由质子(a)和 $Z=1$ 粒子(b)的核阻止本领 R_E 和 $vartl$ 的束流能量激发函数。很明显,考虑衰变后,R_E 和 $vartl$ 的数值均被拉低,并且能更好地描述实验数据。此外,衰变对核阻止本领的影响随着束流能量的增加而逐渐减弱。原因是在相同的碰撞参数下,随着入射能量的升高,反应程度加剧,产生的大质量激发态

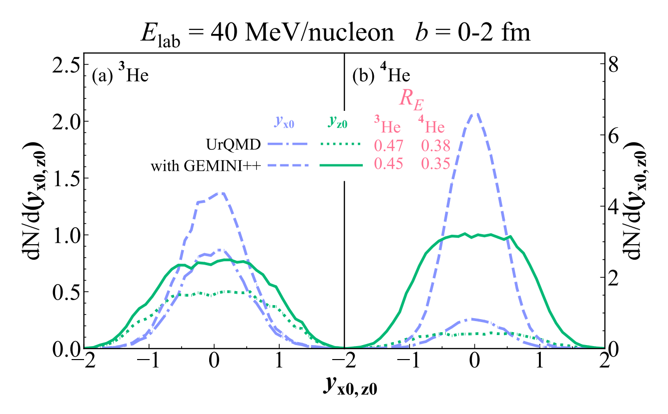


图 6　（在线彩图）束流能量为 40 MeV/nucleon，碰撞参数为 b = 0-2 fm 时 Au+Au 碰撞中考虑衰变前后的 ^{3}He（a）和 ^{4}He（b）粒子在 x 和 z 方向的约化快度分布（$y_{x0} = y_x/y_{pro}, y_{z0} = y_z/y_{pro}$），以及相应的 R_E 在考虑衰变前后的值

预碎片多重数逐渐降低，故而预碎片的退激效应逐渐减弱。与产生的预轻碎片和自由粒子不同，由大质量的激发态预碎片衰变产生的轻碎片和自由粒子的出射是各向同性的，这些较大质量的预碎片通常具有较弱的核阻止本领（R_E 和 $vartl$ 较小）[84-85]，因此衰变产生的轻碎片和自由粒子将会继承大质量的预碎片的动力学性质。因此，通过使用 GEMINI++ 考虑衰变后，整体的轻碎片和自由粒子的核阻止本领略有降低，并且能够更好地描述实验结果。

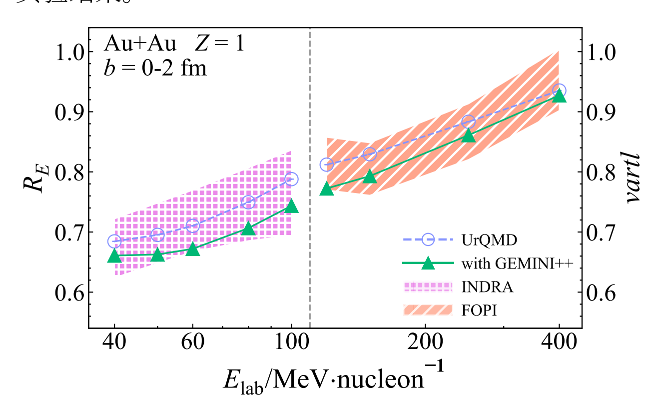


图 7　（在线彩图）Au+Au 中心碰撞中考虑衰变前后 Z = 1 的 R_E、$vartl$ 随入射能量的变化及与 INDRA[86]、FOPI[85] 实验组的结果（阴影带）对比

4　总结

综上所述，本文研究了在中能 Au+Au 碰撞中，激发态预碎片的衰变对末态轻粒子的产额分布、集体流和核阻止本领的影响。预碎片由动力学模型 UrQMD 得到，而这些预碎片的衰变则由 GEMINI++ 进行处理。结果表明，在相对较低的入射能量下预碎片的衰变对轻粒子的产额分布和集体流有着较为明显的影响，但对核阻止本领的影响相对较弱。这是因为由较大质量的激发态预碎片通过衰变产生的轻粒子继承了激发态预碎片的部分动力学信息。此外，随着束流能量的增加，预碎片的退激逐渐减弱，这是由于束流能量越高，产生的激发态大质量预碎片越少所致。研究结果表明，在所研究的能量范围内利用集体流和核阻止本领提取相关核物质信息和动力学信息时需要考虑衰变的效应。

参考文献

[1] XIAO Z G. Physics, 2020, 49(3): 137-143. (in Chinese) DOI: 10.7693/wl20200301
(肖志刚. 物理, 2020, 49(3): 137.)
[2] BERTSCH G F, DAS GUPTA S. Phys Rept, 1988, 160: 189. DOI: 10.1016/0370-1573(88)90170-6.
[3] AICHELIN J. Phys Rept, 1991, 202: 233. DOI: 10.1016/0370-1573(91)90094-3.
[4] DANIELEWICZ P, LACEY R, LYNCH W G. Science, 2002, 298(5598): 1592. DOI: 10.1126/science.1078070.
[5] LI B A, CHEN L W, KO C M. Phys Rep, 2008, 464(4-6): 113. DOI: 10.1016/j.physrep.2008.04.005.
[6] XU J. Prog Part Nucl Phys, 2019, 106: 312. DOI: 10.1016/j.ppnp.2019.02.009.
[7] ONO A. Prog Part Nucl Phys, 2019, 105: 139. DOI: 10.1016/j.ppnp.2018.11.001.
[8] BLEICHER M, BRATKOVSKAYA E. Prog Part Nucl Phys, 2022, 122: 103920. DOI: 10.1016/j.ppnp.2021.103920.
[9] COLONNA M. Prog Part Nucl Phys, 2020, 113: 103775. DOI: 10.1016/j.ppnp.2020.103775.
[10] HUTH S, PANG P T, TEWS I, et al. Nature, 2022, 606(7913): 276. DOI: 10.1038/s41586-022-04750-w.
[11] LAN S W, SHI S S. Nucl Sci Tech, 2022, 33(3): 21. DOI: 10.1007/s41365-022-01006-0.
[12] XU J. Sci Sin-Phys Mech Astron, 2019, 49: 5072001. (in Chinese) DOI: 10.1360/SSPMA-2019-0068
(徐骏. 中国科学: 物理学力学天文学, 2020, 49: 072001.)
[13] LIU H J, FENG Z Q. Sci Sin-Phys Mech Astron, 2023, 53: 252011. (in Chinese) DOI: 10.1360/SSPMA-2022-0473
(刘恒金, 冯兆庆. 中国科学: 物理学力学天文学, 2023, 53: 252011.)
[14] SHI C Z, MA Y G. Nucl Sci Tech, 2021, 32(6): 66. DOI: 10.1007/s41365-021-00897-9.
[15] LIN Z W, ZHENG L. Nucl Sci Tech, 2021, 32(10): 113. DOI: 10.1007/s41365-021-00944-5.
[16] WANG H, CHEN J H. Nucl Sci Tech, 2021, 32(1): 2. DOI: 10.1007/s41365-020-00839-x.
[17] WANG Y J, et al. Nucl Sci Tech, 2021, 32(1): 4. DOI: 10.1007/s41365-020-00842-2.
[18] LIU C, DENG X G, MA Y G. Nucl Sci Tech, 2022, 33(5): 52. DOI: 10.1007/s41365-022-01040-y.
[19] WANG R S, OU L, XIAO Z G. Nucl Sci Tech, 2022, 33(7): 92. DOI: 10.1007/s41365-022-01075-1.
[20] ZOU L Y, GUO C C, LI M, et al. Sci Sin-Phys Mech Astron, 2023,

47: 122001. (in Chinese) DOI: 10.1360/SSPMA2016-00446
(邹丽艳, 郭琛琛, 李淼, 等. 中国科学: 物理学力学天文学, 2017, 47: 122001.)
[21] XU J, et al. Phys Rev C, 2016, 93(4): 044609. DOI: 10.1103/PhysRevC.93.044609.
[22] WOLTER H, et al. Prog Part Nucl Phys, 2022, 125: 103962. DOI: 10.1016/j.ppnp.2022.103962.
[23] COLONNA M, et al. Phys Rev C, 2021, 104(2): 024603. DOI: 10.1103/PhysRevC.104.024603.
[24] ONO A, et al. Phys Rev C, 2019, 100(4): 044617. DOI: 10.1103/PhysRevC.100.044617.
[25] ZHANG Y X, et al. Phys Rev C, 2018, 97(3): 034625. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.034625.
[26] TSANG M B, et al. Eur Phys J A, 2006, 30: 129. DOI: 10.1140/epja/i2007-10389-2.
[27] BONDORF J P, DONANGELO R, MISHUSTIN I N, et al. Nucl Phys A, 1985, 443: 321. DOI: 10.1016/0375-9474(85)90266-0.
[28] BONDORF J P, BOTVINA A S, ILINOV A S, et al. Phys Rept, 1995, 257: 133. DOI: 10.1016/0370-1573(94)00097-M.
[29] REISDORF W. Zeit Phys A, 1981, 300(2): 227. DOI: 10.1007/BF01412298.
[30] CHARITY R J, et al. Nucl Phys A, 1988, 483: 371. DOI: 10.1016/0375-9474(88)90542-8.
[31] PURI R K, HARTNACK C, AICHELIN J. Phys Rev C, 1996, 54: R28. DOI: 10.1103/PhysRevC.54.R28.
[32] PURI R K, AICHELIN J. J Comput Phys, 2000, 162: 245. DOI: 10.1006/jcph.2000.6534.
[33] WANG Y J, GUO C C, LI Q F, et al. Phys Rev C, 2014, 89(3): 034606. DOI: 10.1103/PhysRevC.89.034606.
[34] LI P C, WANG Y J, LI Q F, et al. Nucl Sci Tech, 2018, 29(12): 177. DOI: 10.1007/s41365-018-0510-1.
[35] LI P C, WANG Y J, LI Q F, et al. Phys Lett B, 2022, 828: 137019. DOI: 10.1016/j.physletb.2022.137019.
[36] BASS S A, et al. Prog Part Nucl Phys, 1998, 41: 255. DOI: 10.1016/S0146-6410(98)00058-1.
[37] BLEICHER M, et al. J Phys G, 1999, 25: 1859. DOI: 10.1088/0954-3899/25/9/308.
[38] LI Q F, GUO C C, WANG Y J. Nucl Phys Rev, 2013, 30: 331-338. (in Chinese) DOI: 10.11804/NuclPhysRev.30.03.331
(李庆峰, 郭琛琛, 王永佳. 原子核物理评论, 2013, 30: 331.)
[39] LI Q F, WANG Y J, GUO C C, et al. Nucl Phys Rev, 2014, 31: 291-305. (in Chinese) DOI: 10.11804/NuclPhysRev.31.03.291
(李庆峰, 王永佳, 郭琛琛, 等. 原子核物理评论, 2014, 31: 291.)
[40] WANG Y J, LI Q F. Front Phys, 2020, 15(4): 44302. DOI: 10.1007/s11467-020-0964-6.
[41] ZHANG Y X, WANG N, LI Q F, et al. Front Phys (Beijing), 2020, 15: 54301. DOI: 10.1007/s11467-020-0961-9.
[42] WANG Y J, GUO C C, LI Q F, et al. Eur Phys J A, 2015, 51(3): 37. DOI: 10.1140/epja/i2015-15037-8.
[43] LI Q F, SHEN C W, GUO C C, et al. Phys Rev C, 2011, 83: 044617. DOI: 10.1103/PhysRevC.83.044617.
[44] LI P C, WANG Y J, LI Q F, et al. Phys Rev C, 2018, 97(4): 044620. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.044620.
[45] ZHANG Y X, LI Z X, ZHOU C S, et al. Phys Rev C, 2012, 85: 051602. DOI: 10.1103/PhysRevC.85.051602.
[46] LI Q F, WANG Y J, WANG X B, et al. Sci China-Phys Mech Astron, 2016, 59(7): 672013. DOI: 10.1007/s11433-016-0120-3.
[47] LI Q F, WANG Y J, WANG X B, et al. Sci China-Phys Mech Astron, 2016, 59(3): 632002. DOI: 10.1007/s11433-015-5775-3.
[48] LI Q F, WANG Y J, WANG X B, et al. Sci China-Phys Mech Astron, 2016, 59(2): 622001. DOI: 10.1007/s11433-015-5768-2.
[49] WANG Y J, GUO C C, LI Q F, et al. Phys Lett B, 2018, 778: 207. DOI: 10.1016/j.physletb.2018.01.035.
[50] LI P C, WANG Y J, LI Q F, et al. Sci China-Phys Mech Astron, 2023, 66(2): 222011. DOI: 10.1007/s11433-022-2026-5.
[51] LI P C, STEINHEIMER J, REICHERT T, et al. Sci China-Phys Mech Astron, 2023, 66(3): 222011. DOI: 10.1007/s11433-022-2041-8.
[52] CHARITY R J. Phys Rev C, 2010, 82: 014610. DOI: 10.1103/PhysRevC.82.014610.
[53] HAGEL K, et al. Phys Rev C, 1994, 50: 2017. DOI: 10.1103/PhysRevC.50.2017.
[54] TIAN W D, et al. Int J Mod Phys E, 2008, 17: 1705. DOI: 10.1142/S0218301308010714.
[55] SU J, ZHANG F S. Phys Rev C, 2011, 84: 037601. DOI: 10.1103/PhysRevC.84.037601.
[56] DAI Z T, FANG D Q, MA Y G, et al. Phys Rev C, 2015, 91(3): 034618. DOI: 10.1103/PhysRevC.91.034618.
[57] MA Y G, WADA R, HAGEL K, et al. Phys Rev C, 2002, 65: 051602. DOI: 10.1103/PhysRevC.66.029902.
[58] HUANG M, et al. Phys Rev C, 2010, 81: 044620. DOI: 10.1103/PhysRevC.81.044620.
[59] LI L, WANG F Y, ZHANG Y X. Nucl Sci Tech, 2022, 33(5): 58. DOI: 10.1007/s41365-022-01050-w.
[60] GUO C C, SU J, ZHU L. Nucl Sci Tech, 2020, 31(12): 123. DOI: 10.1007/s41365-020-00832-4.
[61] SU J, ZHU L, GUO C C. Phys Rev C, 2018, 97(5): 054604. DOI: 10.1103/PhysRevC.97.054604.
[62] XIAO K, LI P C, WANG Y J, et al. Nucl Sci Tech, 2023, 34(4): 62. DOI: 10.1007/s41365-023-01205-3.
[63] LIU L M, ZHANG C J, XU J, et al. Phys Rev C, 2022, 106(3): 034913. DOI: 10.1103/PhysRevC.106.034913.
[64] LEI X, XIAO E X, FENG Y J, et al. Chin Phys C, 2023, 47(1): 014102. DOI: 10.1088/1674-1137/ac9601.
[65] SONG Q F, ZHU L, SU J. Chin Phys C, 2022, 46(7): 074108. DOI: 10.1088/1674-1137/ac6249.
[66] MANCUSI D, CHARITY R J, CUGNON J. Phys Rev C, 2010, 82: 044610. DOI: 10.1103/PhysRevC.82.044610.
[67] WANG M, HUANG W J, KONDEV F G, et al. Chin Phys C, 2021, 45(3): 030003. DOI: 10.1088/1674-1137/abddaf.
[68] GAO Z P, WANG Y J, LÜ H L, et al. Nucl Sci Tech, 2021, 32: 109. DOI: 10.1007/s41365-021-00956-1.
[69] GAO Z P, WANG Y J, LÜ H L, et al. Nucl Sci Tech, 2021, 32(11): 118. DOI: 10.1007/s41365-021-00958-z.
[70] ZHANG H F, BAO X J, WANG J M, et al. Nucl Phys Rev, 2013, 30(3):241-259. (in Chinese) DOI: 10.11804/NuclPhysRev.30.03.241
(张海飞, 包小军, 王佳眉, 等. 原子核物理评论, 2013, 30(3): 241.)
[71] ZHANG H F. Nucl Phys Rev, 2016, 33(2):162-172. (in Chinese) DOI: 10.11804/NuclPhysRev.33.02.167
(张鸿飞. 原子核物理评论, 2016, 33(2): 167.)
[72] REISDORF W, RITTER H G. Ann Rev Nucl Part Sci, 1997, 47: 663. DOI: 10.1146/annurev.nucl.47.1.663.
[73] LEHAUT G, et al. Phys Rev Lett, 2010, 104: 232701. DOI: 10.1103/

PhysRevLett.104.232701.
[74] REISDORF W, et al. Nucl Phys A, 2012, 876: 1. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2011.12.006.
[75] WANG R, MA Y G, CHEN L W, et al. Phys Rev C, 2023, 108(3): L031601. DOI: 10.1103/PhysRevC.108.L031601.
[76] COCI G, GLÄ□EL S, KIREYEU V, et al. Phys Rev C, 2023, 108(1): 014902. DOI: 10.1103/PhysRevC.108.014902.
[77] CHENG H G, FENG Z Q. arXiv: 2308.04852, 2023.
[78] CUI Te, LIU L, LI P C, et al. Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 082011. (in Chinese) DOI: 10.1360/SSPMA-2020-0491
(崔特, 刘玲, 李鹏程, 等. 中国科学: 物理学力学天文学, 2021, 51: 082011.)
[79] YANG J Y, LIU L, LI P C, et al. Sci Sin-Phys Mech Astron, 2021, 51: 112011 (in Chinese) DOI: 10.1360/SSPMA-2021-0029
(杨佳烨, 刘玲, 李鹏程, 等. 中国科学: 物理学力学天文学, 2021, 51: 112011.)
[80] HUANG M J, et al. Phys Rev Lett, 1996, 77: 3739. DOI: 10.1103/PhysRevLett.77.3739.
[81] QU G, et al. Phys Rev C, 2021, 103(4): 044607. DOI: 10.1103/PhysRevC.103.044607.
[82] ANDRONIC A, LUKASIK J, REISDORF W, et al. Eur Phys J A, 2006, 30: 31. DOI: 10.1140/epja/i2006-10101-2.
[83] LE FÈVRE A, LEIFELS Y, HARTNACK C, et al. Phys Rev C, 2018, 98(3): 034901. DOI: 10.1103/PhysRevC.98.034901.
[84] REISDORF W, et al. Phys Rev Lett, 2004, 92: 232301. DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.232301.
[85] REISDORF W, et al. Nucl Phys A, 2010, 848: 366. DOI: 10.1016/j.nuclphysa.2010.09.008.
[86] LOPEZ O, et al. Phys Rev C, 2014, 90(6): 064602. DOI: 10.1103/PhysRevC.90.064602.

CNPC2023: Effects of Sequential Decay on Collective Flows and Nuclear Stopping Power in Heavy-ion Collisions at Intermediate Energies

XIAO Kui[1, 2], LI Pengcheng[1], WANG Yongjia[1], LI Qingfeng[1, 3]

(1. School of Science, Huzhou University, Huzhou 313000, China;
2. School of Physics and Laboratory of Zhongyuan Light, Zhengzhou University, Zhengzhou 450001, China;
3. Institute of Modern Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000, China)

Abstract: In heavy ion collisions (HICs), the production of light particles plays an important role in extracting information about the equation of state (EoS) of nuclear matter. Based on the Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics (UrQMD) model, the effect of the sequential decay on the collective flows and the nuclear stopping power of light particles in Au+Au collisions at intermediate energies were investigated, with the statistical decay model GEMINI++ is used to process the secondary decay of the primary fragments. It is found that due to the memory effect and the daughter nuclei produced by decay inherent part of the dynamic information of the parent nucleus, the experimental data can be better described by considering the sequential decay. And the influence of the sequential decay on the observables weakens with the increase of the collision energy. The results highlight that the sequential decay and the production of light particles in HICs have an obvious effect on the observables which sensitive to the EoS, and these effects should be considered when adopting these observables to extract the information of the EoS.

Key words: heavy-ion collisions; statistical decay; collective flow; nuclear stopping power

Received date: 19 Mar. 2024; **Revised date:** 19 Mar. 2024

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (12335008, U2032145); National Key Research and Development Program of China (2020YFE0202002)

Corresponding author: WANG Yongjia, E-mail: wangyongjia@zjhu.edu.cn